

# 重力流冷锋及其受地形的影响\*

肖庆农 伍荣生

(南京大学大气科学系, 南京, 210093)

## 摘 要

建立了一个二维非静力平衡模式, 通过坐标变换的方法使得模式低层有较高的分辨率。对重力流的模拟结果显示: 本模式模拟出的重力流冷锋主要特征, 如抬高的头部、头部较强的上升运动以及等位温线密集带与实际大气观测很一致。此外, 模式还成功地模拟出了重力流头部后面底层的高速潜流层。应用模拟结果与理论结果对重力流的移动速度进行了对比分析。当考虑地形时, 重力流在山前受阻, 其头部比不考虑地形时高, 且产生了向上游传播的“涌浪”; 重力流过山后其头部降低, 位温梯度减弱, 头部后面的水平速度减小。此外, 还对非静力平衡与静力平衡条件下重力流的差异进行了分析讨论。

**关键词:** 重力流, 冷锋, 地形影响。

## 1 引 言

重力流(Gravity-current)是一个既重要又很复杂的中小尺度现象, 在气象方面, 象海陆风、飚线、雷暴外流(thunderstorm outflow)以及冷锋等都具有重力流的某些特征。最近几年, Hobbs 和 Persson(1982)<sup>[1]</sup>, Shapiro(1984)<sup>[2]</sup>, Young 和 Johnson(1984)<sup>[3]</sup>以及朱翠娟和李兴生(1982)<sup>[4]</sup>先后分析发现, 冷锋具有重力流特征。因此, 研究冷锋的重力流特征, 对于了解冷锋的细微结构也是很有帮助的。

目前, 对于重力流的大多数知识来自水槽试验(Simpson, 1969<sup>[5]</sup>; Simpson 和 Britter, 1982<sup>[6]</sup>)重力流的主要特征<sup>[7]</sup>是其前面鼻状冷锋, 抬高的冷空气头, 鼻状冷锋后面底层的高速潜流以及头的后面尾随的湍流混合区。虽然水槽试验对于研究重力流的一些主要特征方面是非常有效的, 但是这种实验室的模拟方法带有很大的局限性, 例如不能模拟出连续层结流体的重力流特征, 实际大气中的一些重力流现象远比实验室的水槽试验复杂。因此, 还必须寻求其它更有效的模拟方法。

随着计算机的发展以及非静力平衡模式的完善, 用数值模拟的方法来研究重力流成为可能。一个好的数值模式不仅可以得到水槽试验中类似的重力流特征, 而且通过改变参数可以研究不同气象条件下其特征的变化, 因此具有更大的优越性。Garrat 和 Physick(1986)<sup>[8]</sup>曾用几公里分辨率的静力平衡模式进行过数值研究, 当然这显然不足以分辨出重力流的细致结构, 而且用静力平衡模式来研究重力流存在明显不足(Ulrich, 1991<sup>[9]</sup>)。此外, Sha, et al(1991)<sup>[10]</sup>模拟分析了海风锋的重力流特征, Dunst 和 Rhodin(1990)<sup>[11]</sup>在

\* 初稿时间: 1994 年 10 月 31 日; 修改稿时间: 1995 年 3 月 20 日。

资助课题: 国家自然科学基金。

考虑了地面摩擦对冷锋运动影响时也模拟出了重力流特征。可见用数值模拟的方法对重力流进行研究,正越来越受到广泛的重视。

本文利用二维非静力平衡模式<sup>[12]</sup>对重力流现象进行了初步讨论。由于使用的是非静力平衡模式,所以更加适合于研究大气中的重力流现象;此外,对静力平衡与非静力平衡大气中重力流特征的差异,地形对重力流的影响,本文也将作一些探讨。

## 2 模 式

根据文献[12],非静力平衡大气模式方程为:

$$\frac{\partial \zeta_G}{\partial t} - \frac{\partial \zeta}{\partial Z} J(\psi, \frac{\zeta_G}{\rho_s}) = \frac{1}{\rho_s^2} (\frac{\partial \zeta}{\partial Z})^2 [\frac{\partial}{\partial x} (\frac{N^2}{g}) - \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial \rho_s}{\partial x} \frac{N^2}{g}] \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial z} + f \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{f N^2}{g} v - \frac{g}{\theta_s} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \frac{\partial D_u}{\partial z} - \frac{\partial D_w}{\partial x} - \frac{N^2}{g} D_u \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial \zeta}{\partial Z} J(\psi, v) = - \frac{f}{\rho_s} \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \frac{\partial \psi}{\partial z} + f u_G + D_v \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial \zeta}{\partial Z} J(\psi, \theta) = \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial x} - v \frac{\partial \theta_G}{\partial y} + D_\theta \quad (3)$$

$$\zeta_G = \frac{1}{\rho_s} [\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + (\frac{\partial \zeta}{\partial Z})^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{\partial \zeta}{\partial Z} (\frac{\partial^2 \zeta}{\partial Z^2} - \frac{c_v}{c_p} \frac{1}{P_s} \frac{\partial P_s}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial Z}) \frac{\partial \psi}{\partial z}] \quad (4)$$

其中,  $\psi$  是流函数,  $\zeta_G$  代表广义涡度,  $J$  代表 Jacobi 项,  $P_s$ 、 $\rho_s$  和  $\theta_s$  分别是静止大气的气压、密度及位温,  $u_G$  是天气尺度的大气运动, 假设其满足地转关系,  $u_G$  和  $\theta_G$  之间满足热成风关系:

$$- \frac{g}{\theta_s} \frac{\partial \theta_G}{\partial y} = f \frac{\partial u_G}{\partial z} - \frac{N^2}{g} f u_G \quad (5)$$

方程(1)–(5)是描述二维、深层大气的方程组, 其中引入了广义  $Z$  坐标,  $Z$  与  $z$  的关系是:

$$Z = H [a (\frac{z}{H})^n + (1-a) \frac{z}{H}] \quad (6)$$

式(6)中  $H$  是模式高度, 取  $a = \frac{1}{3}$ ,  $n = 5$ 。方程中扩散项在  $Z$  坐标下的计算公式为:

$$D_u = \frac{\partial}{\partial x} [2\gamma_H \frac{\partial u}{\partial x}] + \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \frac{\partial}{\partial z} [\gamma_0 \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \frac{\partial u}{\partial z} + \gamma_H \frac{\partial w}{\partial x}] \quad (7)$$

$$D_v = \frac{\partial}{\partial x} [\gamma_H \frac{\partial v}{\partial x}] + \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \frac{\partial}{\partial z} [\gamma_0 \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \frac{\partial v}{\partial z}] \quad (8)$$

$$D_w = \frac{\partial}{\partial x} [\gamma_0 \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \frac{\partial u}{\partial z} + \gamma_H \frac{\partial w}{\partial x}] + \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \frac{\partial}{\partial z} [2\gamma_0 \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \frac{\partial w}{\partial z}] \quad (9)$$

$$D_\theta = \frac{\partial}{\partial x} [K_H \frac{\partial \theta}{\partial x}] + \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \frac{\partial}{\partial z} [K_0 \frac{\partial \zeta}{\partial Z} \frac{\partial \theta}{\partial z}] \quad (10)$$

扩散项中  $\gamma_0$  和  $\gamma_H$  分别是大气的垂直和水平粘性系数,  $K_0$  和  $K_H$  分别是垂直和水平热力扩散系数。

因为开始设计的模式在垂直方向是等距的 ( $\Delta Z = \text{const}$ ), 在研究重力流时, 为了使低层大气具有更高的分辨率, 通过引进变换式(6), 直接在等距模式的垂直偏导数前乘上一些系数(与  $\partial \zeta / \partial Z$  及  $\partial^2 \zeta / \partial Z^2$  有关), 模式就变成不等距的了, 这样做具有方便的特点。

在试验中,水平格距  $\Delta x = 200 \text{ m}$ ,垂直格距在原等距(100m)状况下,经过变换式(6)(其中取  $H = 5000 \text{ m}$ ,  $a = \frac{1}{3}$ ,  $n = 5$ ),从而使模式低层具有更高的垂直分辨率(变换后模式在 1000m 以下的垂直分辨率大致是 60m 左右)。水平方向取 121 个格点,垂直方向 51 个格点,模式顶在 5000m。模式在积分过程中时间步长取 9s,扩散系数为常数(均取  $5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )。

初始时,假设大气处于静止状态,位温场取两种情况进行试验:(a)中性层结的位温场,即取位温场为常数,本文取 290K;(b)稳定层结的位温场,设位温场的分布使得 Brunt-Väisälä 频率  $N^2 = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 。

假设重力流是由于左边界处低层的一个冷空气源驱使产生的,设计该冷空气源宽 1.4km(共 7 个格距),高 500m,冷空气堆的位温比周围环境低 2K,这说明:(a)对于中性层结的大气,冷空气堆位温取 288K;(b)对  $N^2 = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  的稳定层结大气,冷空气堆低层位温是 288K,而顶部位温是 289.5K。在模式积分过程中,左边的冷空气源是逐步加入的,初始时位温场沿水平方向均匀分布,在其后 60 步内冷空气源在左侧缓慢地加入,直至位温扰动  $\theta$  到 -2K 时为止,定义位温增长函数为:

$$F(t) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{t\pi}{t_g}\right) & 0 \leq t \leq t_g \\ 1 & t > t_g \end{cases} \quad (11)$$

其中  $t_g$  是 60 步的积分时间(540s);左侧冷空气源的位温扰动按下式加入:

$$\theta(t) = -2 \cdot F(t) \quad (12)$$

从式(11)和(12)可见,当左侧冷空气源加入之后(第 60 步之后),其强度将保持不变。

下边界选用无滑动(non-slip)边界条件,即下边界取  $u = v = w = 0$ ;而对位温扰动  $\theta$ ,设其在下边界垂直梯度为 0,即  $\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0$ ,假设上边界湍流热通量及切应力为 0,那么上边界有:

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0; \quad \text{当 } z = H \text{ 时} \quad (13)$$

左侧边界是冷空气源的固定处,假设在左侧边界的空气不再受到区域内重力流的影响,这样在左侧,边界取成固定边界条件;在右边界,选择等梯度流出右边界条件,实践证明这种边界既简单,又不产生波的反射,右边界条件为:

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = 0; \quad \text{在 } x = L \text{ 处} \quad (14)$$

### 3 中性层结大气中的重力流

在中性层结条件下,只要在冷空气源的交界上存在温度(密度)差异,由于这种差异所造成的气压梯度力,激发重力流向前移动,这种情况与早期关于重力流的实验室水槽试验是类似的<sup>[4,5]</sup>。在试验中,模式开始积分后不久就模拟出了冷空气的移动及其对应的重力流特征,例如其前部抬高的头部、冷空气前锋较大的温度梯度以及低层的高速潜流区。图

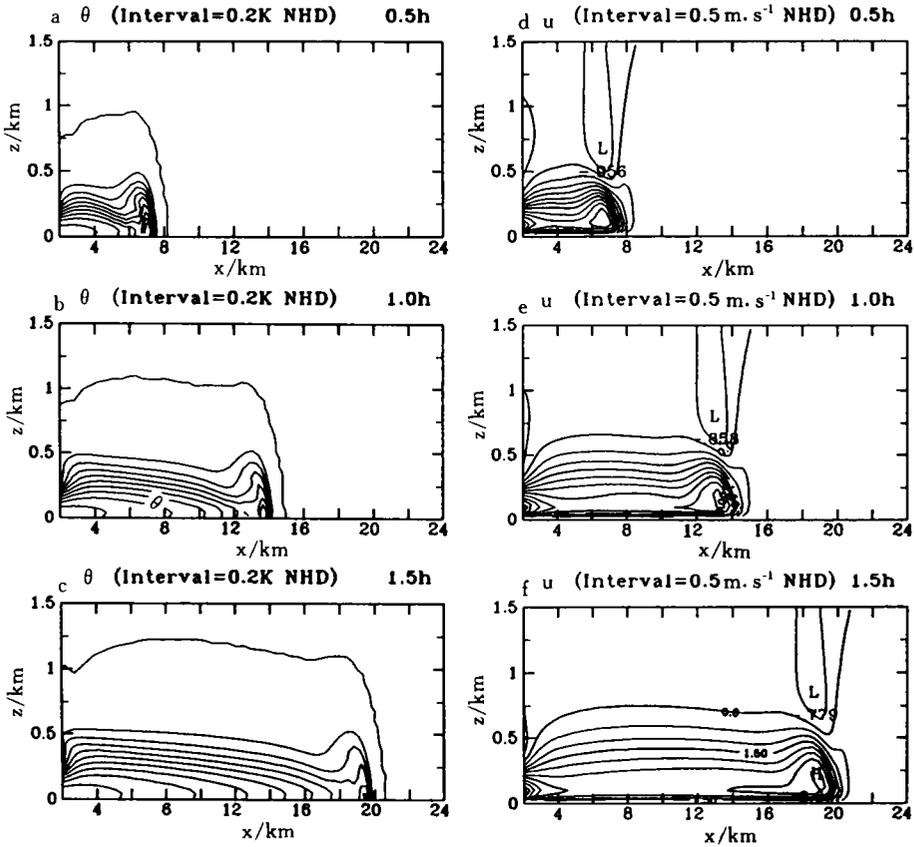


图1 中性层结大气中模拟出的重力流

(a. 第0.5小时, b. 第1小时, c. 第1.5小时的温度场以及  
d. 第0.5小时 e. 第1小时 f. 第1.5小时的水平速度  $u$  场  $m \cdot s^{-1}$ )

1 给出了第0.5小时、第1小时、以及第1.5小时的位温场及水平速度场,可见,位温场上重力流头部抬高,头部后面等位温线下凹,而其前部有较大的位温梯度(图1a,b,c),水平风速场上底层对应着高速潜流区,且最大风速位于冷空气鼻后面并接近冷空气前缘(图1d,e,f),第0.5小时、第1小时以及第1.5小时最大风速分别达  $5.12m \cdot s^{-1}$ ,  $4.63m \cdot s^{-1}$  以及  $3.66m \cdot s^{-1}$ ;由于前部较大的位温梯度以及高速潜流的存在,使得重力流经过时温度骤降,气压骤升,风速增大,这就是重力流零级不连续性质。

图2是 Shapiro 等(1985)<sup>[13]</sup>观测分析的冷锋位温场,从图中可见,锋的前缘是一个抬高的锋面头,这种结构与我们模拟的重力流特征类似(图1a,b,c),近来的许多研究都表明<sup>[1-3]</sup>:地面冷锋的性质是重力流,在这种重力流的头部上升速度较大,有利于触发对流云的产生。

与图1对应的垂直速度分布如图3所示,可见,模拟的头部上升速度最大,在第0.5小时、第1小时及第1.5小时分别达  $1.3m \cdot s^{-1}$ ,  $1.41m \cdot s^{-1}$  和  $1.28m \cdot s^{-1}$ ;与头部后面等位温线下凹的位置上对应着下沉运动。另外,重力流头部后面冷空气上方的垂直速度出

现上升、下沉的交替分布,可能反映了该处的湍流特征,这与观测(图 2)的冷锋过后位温场上的起伏是一致的。

从位温场上最大位温梯度的位置可以大致判断模拟出的重力流速度,图 1a、b、c 中  $\partial\theta/\partial x$  的最大值位置分别是 7.5km、14.1km 和 19.8km,由此可以估计出重力流的速度平均为  $3.4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。Benjamin<sup>[14]</sup>曾从理论上得到重力流的速度公式为:

$$C = K^* \left[ gh \frac{\rho_c - \rho_w}{\rho_w} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

其中  $h$  是冷空气源的厚度,  $\rho_c$  和  $\rho_w$  分别是冷空气和环境的密度,  $K^*$  是一经验常数。将大气的状态方程代入式(15)得到:

$$C = K^* \left[ gh \frac{(P_c/P_w)T_w - T_c}{T_c} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

其中  $T_w$  和  $T_c$  分别为环境大气和冷空气源的温度,  $P_c/P_w$  是两者的气压比。再根据位温定义,式(16)可以化成为如下以位温表示的重力流速度:

$$C = K^* \left[ gh \frac{(P_c/P_w)^{(1-\frac{R}{C_p})} \theta_w - \theta_c}{\theta_c} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

也可以近似地写成:

$$C = K^* \left[ gh \frac{\Delta\theta}{\theta_c} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

其中  $\Delta\theta = \theta_w - \theta_c$  代表位温差,  $\theta_c$  是冷空气位温。

对于  $K^*$  的取值, Benjamin<sup>[14]</sup>从理论上分析认为  $K^* = \sqrt{2}$ , 而对于大气中的重力流, Wakimoto<sup>[15]</sup>发现  $K^*$  应小于 1, Simpson(1969)<sup>[5]</sup>指出  $K^*$  取 0.78 比较合适。对于图 1 的重力流,按式(18)计算  $c$  应为  $4.5\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ , 比实际模拟的重力流速度 ( $3.4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) 要大,这可能是由于模式中考虑了摩擦的原因,而式(18)是在无摩擦条件下得到的,所以比实际大气重力流速度大;另外,按照模拟出的重力流速度 ( $3.4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ) 来看,用式(18)来估计重力流速度时,  $K^*$  的取值应该在 0.6 左右。

作为对比,也用模式的静力平衡方法对中性层结大气中的重力流进行了模拟试验,模式的静力平衡方法在求解流函数时用求解三对角方程的方法<sup>[12]</sup>,而非静力平衡模式求解流函数时需解泊松方程,其它两者完全相同。图 4 是第 1 小时静力平衡条件下模拟出的重力流位温场分布(图 4a)以及非静力平衡模式与静力平衡模式计算出的位温场差值(4b)。首先看出,静力平衡条件下不能模拟出重力流抬高的头部以及等位温线下凹,但两者模拟的重力流移速大致相同;其次从两者差值场分析(图 4b),在重力流头部非静力平

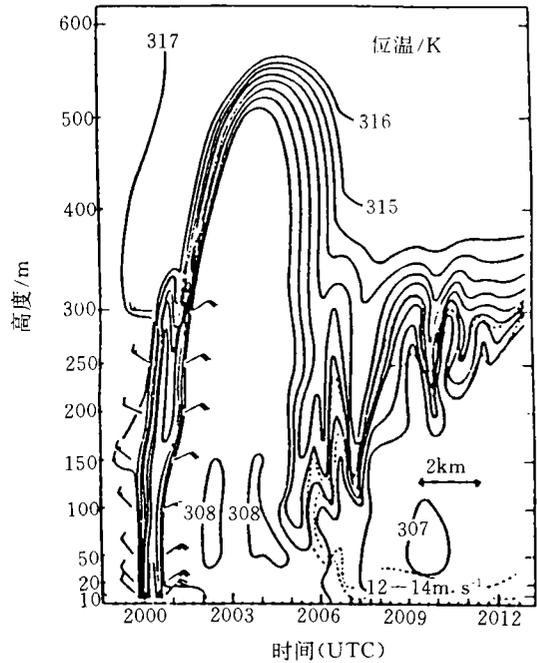


图 2 1983 年 9 月 19 日锋面经过 BAO 铁塔时位温的变化(引自 Shapiro 等, 1985<sup>[13]</sup>)

衡模式计算出的位温比静力平衡模式的高,其差值为 0.8K 左右,头部后面是其差值的负值区,对应着非静力平衡模式模拟的重力流头后部的位温下凹区。通过对比试验也说明:用静力平衡模式模拟重力流存在局限性,而这种局限性,究其原因主要是象重力流这样小的系统静力平衡已不适用,重力流抬高的头部是由于头部上升运动引起的,而其头部上升运动主要是非静力平衡的垂直速度,即必须考虑  $dw/dt$ 。

#### 4 稳定层结大气中的重力流

当取 Brunt-Väisälä 频率  $N^2 = 10^{-4}s^{-1}$  的稳定层结大气时模拟的重力流如图 5 所示。稳定层结条件下,重力流的主要特征都模拟出来了,如头部在第 0.5 小时、第 1 小时还是很明显的,但是同中性层结大气中的重力流相比,重力流的头部在稳定层结大气中较低;其次,稳定层结大气中重力流的移速较慢,第 0.5 小时头部移至 6.5km,第 1 小时移至 12km 处,第 1.5 小时移至 16km 处,同中性层结大气中的移动速度(分别是 7.5km, 14.1km 和 19.8km)相比显然要慢得多;另外,从图 5 还看出,随着模拟时间的增长,重

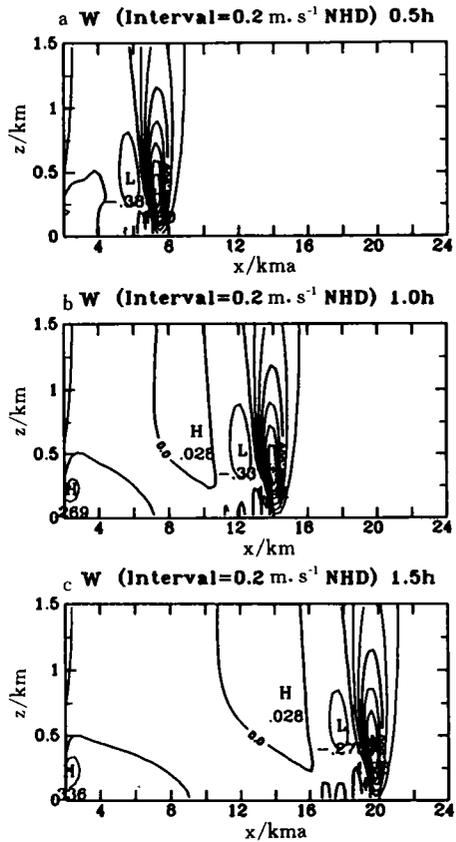


图 3 中性层结大气中模拟出的重力流垂直速度场( $m \cdot s^{-1}$ ) (a. 0.5 小时, b. 1 小时, c. 1.5 小时)

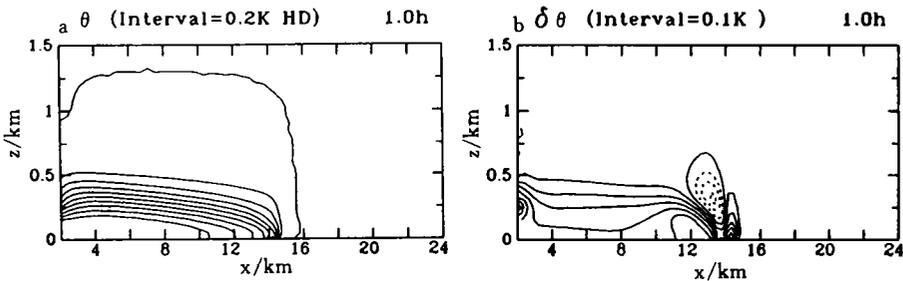


图 4 中性层结条件下 a. 静力平衡模式模拟的位温场; b. 非静力平衡与静力平衡模式模拟的位温差值(K)

力流的主要特征(如头部)越来越模糊,这可能是大气扩散造成的,实际大气中冷锋在向暖区移动中也存在着强度减弱的现象,此即所谓的冷锋变性,但是图 5 中各个时间重力流形成的锋区(即等位温线密集带)一直很明显,重力流过境后,位温会急剧下降。

重力流在层结稳定的大气中头部较低,这是由于层结稳定大气中气流上升时需要克服层结阻力做功,这就消耗了一部分动能,从而使气流的上升高度受到抑制;从垂直速度场的分布看(图略),稳定层结大气中重力流头部对应的上升运动明显减小,这是头部较低的主要原因。另外,模式中没有考虑凝结作用,从而缺少了凝结与上升运动的正反馈机制也是一个原因。尽管重力流头部比较低,但从图 5 可以看到:在重力流向前移动的过程中,其头部凸起向上向前传播,这实际上是重力流冷锋激发出的重力波;在重力流向暖区的移动中,这个波动在重力流的前面也向前传播,形成了类似涌浪的结构,Crook 和 Miller (1985)<sup>[16]</sup>对这种涌浪现象进行过描述。

### 5 地形对重力流的影响

地形对重力流的影响是一个有待进一步研究的课题,以前这方面的工作很少见。虽然象 Schumann (1987)<sup>[17]</sup>等都研究过地形对冷锋的影响,但都没有涉及到象重力流这样如此小尺度的地面锋特征。对这一问题,本文将进行以下初步讨论。

选用 Gaussian 形山脉,山脊高度 500m,半宽度 2km,首先看非静力平衡模式在中性层结条件下的试验结果。如图 6 是试验第 0.5 小时、1 小时和第 1.5 小时的位温场及垂直速度场分布。可见,图 6a 中重力流在第 0.5 小时还未遇到山脉;其形状及移动速度与无地形时的试验结果(图 1a)类似,第 1 小时(图 6b),重力流的头部位于山顶,在爬坡的过程中,迎风坡出现涌起现象,重力流的头部也由于地形的抬升作用而比无地形时的情况(图 1b)高许多,第 1.5 小时(图 6c)的重力流头部已经过山,位于背风侧的山脚下,此时重力流的头部仍然很清楚,但其尾流部分受地形阻挡作用而抬升。从垂直速度场上看(如图 6d、e、f),无论在山前(图 6d),山顶上(图 6e),还是山后(图 6f),冷空气前缘都配合有较强的上升运动,仍然具有重力流特征,只是山后重力流头部的上升运动比山前的明显减小。

根据图 6a、b、c 也可以分析出重力流移动受地形影响的情况,第 0.5 小时,有无地形时其  $\partial/\partial x$  最大值位置大体相当(图 1a 与图 6a 比),所以在地形上游重力流爬坡之前其移动速度受地形影响很小;第 1 小时,图 6b 中  $\partial/\partial x$  最大值出现的位置在 1.22km 处,与图 1b 相比可见,重力流爬坡时移动速度减少,即受到了地形的阻挡作用。重力流在爬坡时一

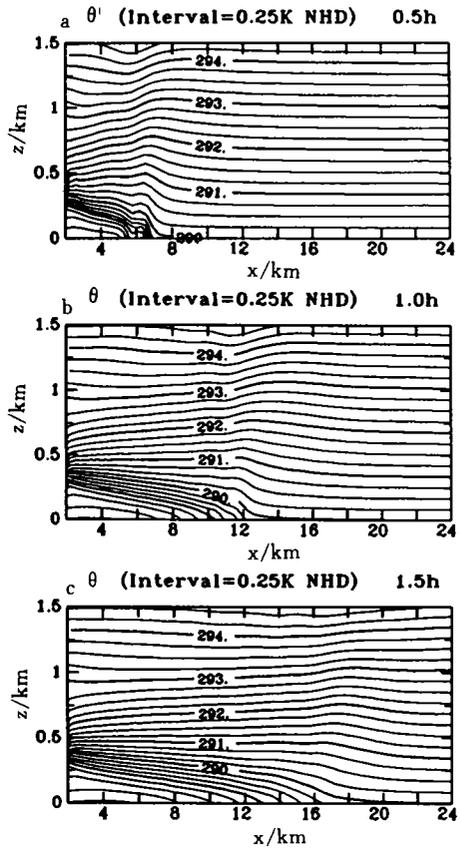


图 5 稳定层结大气中模拟出的重力流位温场 (a. 第 0.5 小时, b. 第 1 小时, c. 第 1.5 小时)

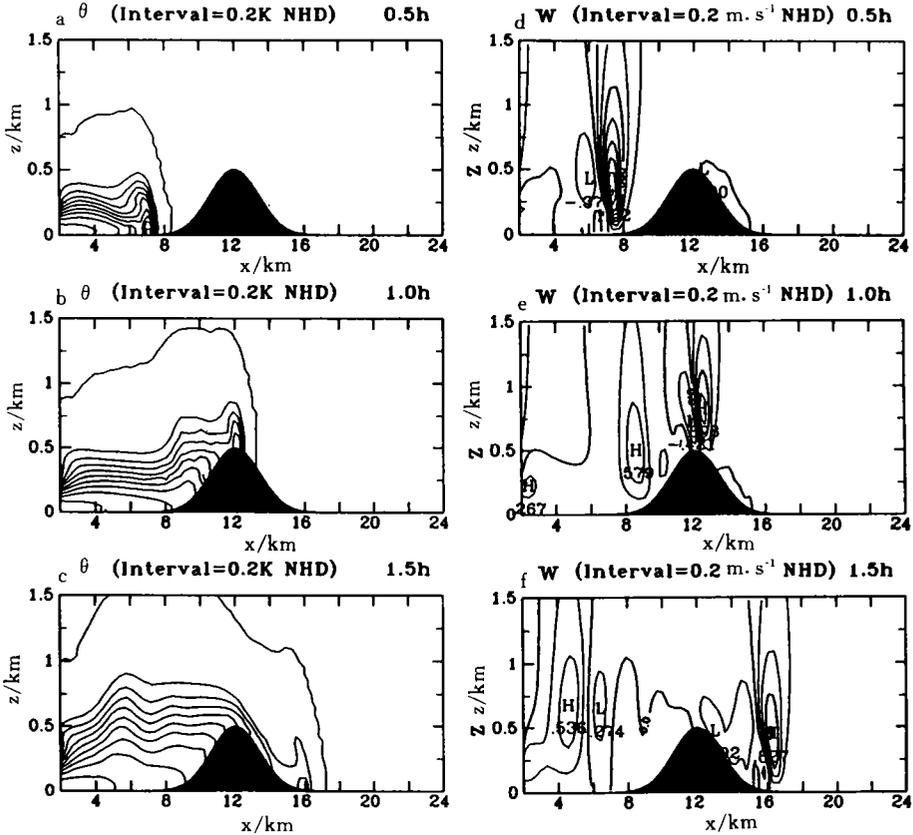


图6 中性层结大气 500m 高地形位温场及垂直速度场( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ).

(a. 第 0.5 小时, b. 第 1 小时, c. 第 1.5 小时的位温场,  
d. 第 0.5 小时, e. 第 1 小时, f. 第 1.5 小时垂直速度场)

部分动能需转化成位能, 移速必然降低。在重力流头部过山之后(图 6c)其前缘的位温梯度已大大减弱, 移动速度也没有恢复到其山前的水平。

一个有趣的现象是重力流在爬坡时产生的涌起随着重力流的向下游移动而向上游传播(比较图 6a 与图 6c), Long(1972)<sup>[18]</sup>在研究气流过山时也发现了类似现象。图 7 中是试验每 0.1h 一次的 289.5K 等位温线分布, 可以更加清楚地表明了这种涌起现象向上游的传播。

地形对于稳定层结大气中重力流的影响, 我们也做了一些试验, 但其模拟特征不如中性层结大气中的结果明显, 有些问题还有待于做进一步的工作。

## 6 结 语

应用低层有较高分辨率的非静力平衡模式对大气中重力流现象进行的模拟试验证明: 模拟的重力流抬高的头部、头部的较强上升运动、低层潜流、头部后面上升下沉交替分布以及前部等  $\theta$  线密集带(锋面)等结果与实际观测或水槽试验结果一致。在不考虑地形

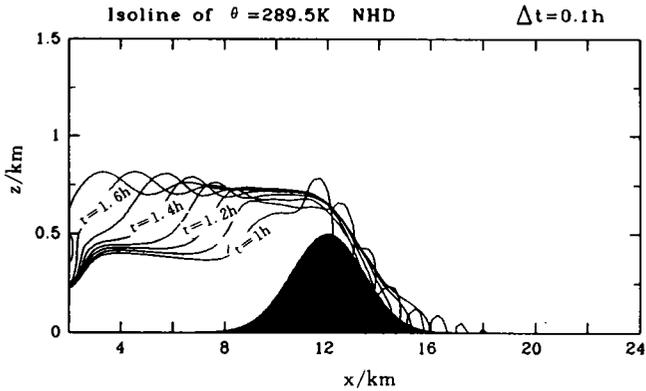


图7 中性层结大气 500m 高地形影响下  
每 0.1h 一次的 289.5K 等位温线分布

时,模拟的重力流移速比 Benjamin<sup>[14]</sup>推出的移动速度慢,层结稳定时模拟的移速更慢,且稳定层结时重力流头部也较低,头部上升速度较小。按照模拟结果分析, Benjamin<sup>[14]</sup>重力流移速公式中  $K^*$  应取 0.6 左右。当有地形影响时,重力流在山前受到阻挡,其锋面上抬,坡度减少;中性层结条件下重力流头部受地形抬升作用比无地形时高很多,并在迎风坡出现气流涌起并向上游传播。另外,地形的影响会使重力流移速减慢,反应了地形的阻挡作用。应用静力平衡模式所做的试验表明:重力流的一些细致结构特征都是非静力平衡造成的,静力平衡模式在模拟这些结构特征(如抬高的头部)时显得无能为力,而非静力平衡模式却能很好地将这些特征表现出来。

## 参考文献

- [1] Hobbs P V and Persson P O G. The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midlatitude cyclone. Part V: The sub-structure of narrow cold-frontal rainbands. *J Atmos Sci*, 1982, 32: 233-242.
- [2] Shapiro. M A. Meteorological tower measurements of a surface cold front. *Mon Wea Rev*, 1984, 112: 1634-1639.
- [3] Yong G S, and Johnson R H. Meso- and micro-scale features of a Colorado cold front. *J Climate Appl Meteor*, 1984, 23: 1315-1325.
- [4] 朱翠娟, 李兴生. 大气边界层重力流与局地强降水的关系. *大气科学*, 1982, 6(1): 58-64.
- [5] Simpson J E. A comparison between laboratory and atmospheric density current. *Quart J Roy Meteor soc*, 1969, 95: 758-765.
- [6] Simpson J E. and Britter R E. A laboratory model of an atmospheric meso front. *Quart J Roy Meteor soc*, 1980, 106: 458-500.
- [7] 丁一汇. 高等天气学. 气象出版社, 1991, 445-455.
- [8] Garrat J R and Physik W L. Numerical study of atmospheric gravity-current I: Simulation and observation of cold front. *Beitr Phys Atmos*, 1986, 59: 282-300.
- [9] Ulrich W. A comparison between hydrostatic and nonhydrostatic simulation of gravity currents and their interaction with orography. *Meteor Atmos Phys*, 1990, 46: 1-3.

- [10]Sha W and Kawamura T. A numerical study on sea/land breezes as a gravity current: Kelvin-Holmholtz billows and inland penetration of the sea-breeze front. *J Atmos sci.* 1991, 48: 1649—1665.
- [11]Dunst M and A. Rhodin On the influence of frictional effects on surface fronts. *Beitr Phys Atmos.* 1990, 63: 223—242.
- [12]肖庆农. 地形对于大气中锋面动力影响的研究. 南京大学博士论文. 1994.
- [13]Shapiro M A, Hampel T, Rotzoll D and Mosher F., The frontal hydraulic head: A micro- $\alpha$  scale triggering mechanism for mesocon-vective weather system. *Mon Wea Rev.* 1985, 113: 1166—1183.
- [14]Benjamin T B. Gravity-currents and related phenomena. *J Fluid Mech.* 1968, 31: 209—248.
- [15]Wakimoto R M. The life cycle of thunderstorm gust fronts as viewed with Doppler radar and rawinsonde data. *Mon Wea Rev.* 1982, 110: 1050—1082.
- [16]Crook N A and Miller M J. A numerical and analytical study of atmospheric undular bores. *Quart J Roy Meteor Soc.* 1985, 111: 225—242.
- [17]Schumann U. Influence of mesoscale orography on idealized cold fronts. *J Atmos Sci.* 1987, 44: 3423—2441.
- [18]Long R R. Finite amplitude Disturbances in the flow of inviscid rotation and stratified fluids over obstacles. *Ann Rev Fluid Mech.* 1972, 4: 69—92.

## GRAVITY CURRENT FRONTS AND THEIR INTERACTION WITH OROGRAPHY

Xiao Qingnong      Wu Rongsheng

(*Department of Atmospheric Science, Nanjing University, Nanjing, 210093*)

### Abstract

A two-dimensional, nonhydrostatic model with a vertical transformed coordinate to improve the resolution in the lower level is designed to study gravity-current vividly. The results indicated that the nonhydrostatic model provided a successful simulation of the gravity-current, especially in the neutrally stable case. The simulated high head with large vertical velocity of gravity-current, the large velocity of underrun and the dense isentropes in the front are closely consistent with those observed. The speed of gravity-current in the model is compared with analytical solution (Benjamin, 1968). When the orography is included in the model, gravity-current is greatly retarded on the upwind side of the mountain. Consequently, the gravity-current head in the orography case is much higher than the no-mountain case. An additional bore is triggered and propagates to the upstream direction. As the gravity-current passes over the mountain, its head becomes lower and the gradient of isentropes in front becomes weaken. The differences between hydrostatic and nonhydrostatic simulations are also analyzed.

**Key words:** Gravity-current, Cold front, Orographic influence.